



Faire bouillir les noyaux atomiques... transition de phase liquide-gaz

B. Borderie, M.-F. Rivet

► To cite this version:

B. Borderie, M.-F. Rivet. Faire bouillir les noyaux atomiques... transition de phase liquide-gaz. IPN Science, 2004, 8, pp.4-10. in2p3-00024891

HAL Id: in2p3-00024891

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00024891>

Submitted on 18 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Faire bouillir les noyaux atomiques ... transition de phase liquide-gaz

Bernard Borderie et Marie-France Rivet
Institut de Physique Nucléaire, Orsay

Sans le savoir, comme Monsieur Jourdain faisait de la prose, nous observons des transitions de phases: dans notre cuisine lors d'une cuisson à la vapeur, à l'apéritif quand les glaçons viennent rafraîchir l'eau pour notre pastis. La chaleur apportée a induit une transition de phase de l'eau. Toute substance de composition fixée, comme par exemple l'eau, peut se présenter sous des formes homogènes (solide - la glace, liquide, gazeux - la vapeur d'eau), que l'on appelle des états. Ces trois états de la matière diffèrent par leurs propriétés physiques comme leur densité, leur capacité calorifique, etc. ...

L'expérience met ainsi en évidence des phénomènes de transition de phases ou changement d'états. Les transitions de phases sont des propriétés universelles de la matière et ont été étudiées pour des systèmes que l'on qualifie de macroscopiques. Dans ce cas des millions de milliards de milliards de molécules sont en jeu. On est proche de la "limite thermodynamique" à laquelle ces transitions sont étudiées depuis un siècle, c'est-à-dire d'un système contenant une infinité de constituants. Une transition de phase se produit lorsqu'un état de la matière devient instable pour certaines conditions thermodynamiques décrites par des variables de contrôle comme par exemple la température, la pression.

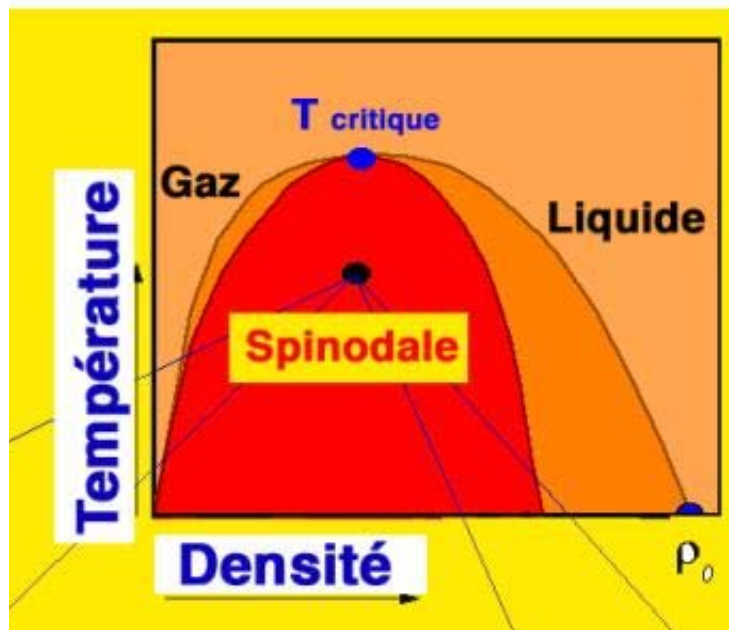


FIG. 1 – *Diagramme de phase de la matière nucléaire; ρ_0 indique la densité normale, voisine de 250 millions de tonnes par centimètre cube. La température critique est d'environ 200 milliards de degrés. La zone spinodale - instable - figure en jaune à l'intérieur de la zone de coexistence de phases délimitée par la couleur orange.*

Une telle transition peut-elle exister pour des noyaux atomiques, systèmes n'impliquant au plus que quelques centaines de nucléons? Si l'on considère l'interaction nucléaire, de forme comparable aux forces de van der Waals qui régissent, par exemple, les fluides

réels, la réponse, par analogie, est oui. Et depuis une vingtaine d'années des travaux théoriques présentent un diagramme de phases pour la matière nucléaire avec une transition de phase du premier ordre de type liquide-gaz (figure 1). Mais la matière nucléaire correspond à une vision théorique macroscopique sans effets coulombiens ni effets de surfaces qui nous éloigne un peu, voire beaucoup, de nos noyaux atomiques. Qu'en est-il donc vraiment pour nos coeurs d'atomes?

1 Chauffer les noyaux

Pour induire une transition de phase, il faut apporter de l'énergie au système considéré. Dans le cas des noyaux, les physiciens ne disposent que d'une méthode, les collisions nucléaires. Celles-ci peuvent être plus ou moins violentes, selon la masse des deux noyaux, et selon leurs trajectoires respectives : un proton (noyau d'hydrogène) heurtant un noyau d'or par exemple le chauffera moins qu'un autre noyau d'or. De même si les deux partenaires ne font que s'effleurer, le choc sera moins violent que s'ils se heurtent de plein fouet; on parle de collisions périphériques et centrales, avec tous les intermédiaires. Pour apporter suffisamment d'énergie pour induire la transition de phase des noyaux, le noyau "projectile" est accéléré à environ $0,3 c$ ($c \sim 300000$ km/s est la vitesse de la lumière dans le vide). Il dispose alors d'une grande énergie cinétique qui, lors du choc avec le noyau cible (un des noyaux d'une mince feuille de matière interposée sur la trajectoire des projectiles) sera disponible pour exciter (chauffer) l'un ou l'autre des réactants, ou le système composite qu'ils auront formé ensemble, jusqu'à des températures de l'ordre de 5 MeV (voir encadré 1).

La transition de phase liquide-gaz d'un noyau est différente de celle de l'eau : pour celle-ci le gaz est formé des briques élémentaires, les molécules d'eau, qui vont coexister avec le liquide lors de la transition. Pour le noyau cette transition ne passe pas du noyau aux nucléons, mais du noyau à un ensemble de noyaux plus petits, les fragments, et de nucléons. Ces nombreux fragments et nucléons sont émis simultanément, en un temps d'environ 3×10^{-22} s. C'est le phénomène appelé multifragmentation.

Nous avons choisi d'utiliser des projectiles "lourds", noyaux de xénon, pour bombarder des noyaux cibles d'étain, de masse similaire, ce qui met en jeu environ 250 nucléons. Les projectiles étaient accélérés à des vitesses de 0,25 à 0,33 c par l'ensemble de cyclotrons du GANIL à Caen. Selon la violence des collisions, le projectile et la cible, ou le système composite, sortent presque intacts ou au contraire se brisent en de nombreux fragments. Pour déterminer le type (le mécanisme de réaction) de chaque collision (événement) enregistrée et l'origine des fragments mesurés (l'un des partenaires ou le système composite) il faut recueillir tous les produits de la réaction et déterminer leurs caractéristiques (masse, numéro atomique, vecteur vitesse). Cela est possible grâce à des détecteurs qui couvrent environ 90% de l'espace, tel INDRA. Cet ensemble de détection nous fournit le numéro atomique (Z), l'énergie, et l'angle d'émission de tous les produits avec Z non nul. INDRA nous a permis de collecter, parmi l'ensemble des produits de chaque collision, plus de 80% de la masse et de l'énergie mises en jeu, et donc de très bien caractériser l'état final de la réaction.

2 Physique statistique des petits systèmes

Les méthodes de la physique statistique (voir encadré 2) permettent d'établir un pont entre une description microscopique de la matière et la description thermodynamique macroscopique. Elles sont très appropriées pour décrire les transitions de phases. Cependant si l'on s'éloigne des systèmes à très grands nombres de constituants que l'on assimile à des systèmes infinis (limite thermodynamique), la physique statistique doit être reconsidérée de façon plus générale et les effets de surface/interface ne peuvent plus être négligés: créez une bulle dans un grand volume d'eau, la tension de surface est négligeable devant l'énergie totale du système; cela n'est plus vrai dans un noyau. Nous sommes maintenant en présence de systèmes qui mettent en jeu des surfaces qui fluctuent en taille, en forme et positions relatives. A cause de la conservation de l'énergie, les fluctuations de l'énergie de surface induisent des fluctuations de l'énergie cinétique des constituants (agitation thermique). D'un noyau à un autre, par exemple, les définitions du gaz et du liquide pourront elles aussi fluctuer légèrement.

La prise en compte des énergies de surface a une conséquence très importante: l'entropie $S(E)$ d'un système en cours de transition de phases du premier ordre (coexistence des deux phases) n'est plus la somme des entropies des deux phases (voir encadré 3). De nouvelles signatures d'une transition de phases comme par exemple une capacité calorifique négative, sont proposées pour les petits systèmes, qui ont ainsi un comportement inattendu: à la transition de phase, leur température diminue quand on les chauffe, à cause de l'énergie qui est consacrée à créer de la surface. A noter que la classification "petits systèmes" peut être trompeuse car l'on entend par là tous les systèmes pour lesquels les dimensions sont du même ordre de grandeur que la portée de l'interaction entre les constituants. C'est donc le cas pour nos noyaux, pour les agrégats atomiques mais aussi pour les systèmes astrophysiques en raison de la portée de la gravitation. Ces divers systèmes constituent un banc de test privilégié pour progresser dans l'établissement des concepts de cette physique statistique généralisée.

3 Les signaux de la transition (liquide-gaz)

La physique statistique comme la thermodynamique décrit les transitions de phases de façon statique. Suivant les conditions fixées par les valeurs des variables intensives (température, pression...) nous sommes informés sur l'existence des différentes phases ou leur coexistence. Comment passe-t-on d'une phase à l'autre? Quel est le temps nécessaire? La réponse à ces questions ne peut être donnée qu'après avoir étudié la dynamique de la transition: une transition de phases est en effet un phénomène dynamique qui a son propre mécanisme. Pour les noyaux atomiques deux mécanismes sont envisagés (figure 2):

- La nucléation associée à un processus de diffusion de matière et nous sommes en présence de fluctuations hétérogènes qui vont former les germes de la nouvelle phase.
- La décomposition spinodale qui se produit lorsque un système développe spontanément des fluctuations locales de concentration ou de densité et nous sommes en présence de fluctuations homogènes qui croissent exponentiellement avec le temps.

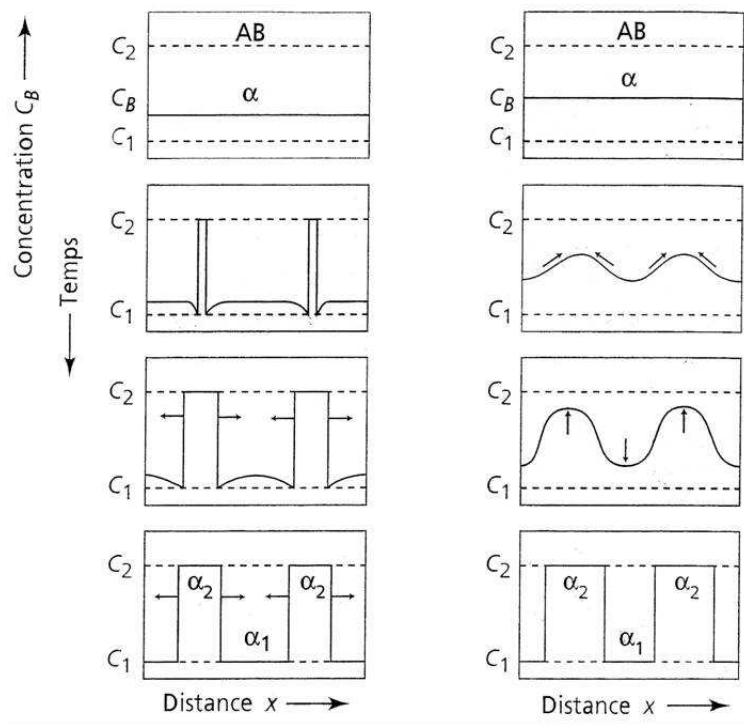


FIG. 2 - A gauche le phénomène de nucléation, à droite la décomposition spinodale. ρ_0 correspond à la densité des fragments (voir figure 1), ρ_G à celle du gaz, et ρ à la densité du noyau homogène avant la transition.

Ce dernier mécanisme est celui prévu pour la matière nucléaire par une majorité de calculs théoriques: les zones de forte densité correspondent à la formation de fragments dont la taille est pratiquement unique. Ceci est lié à la prédominance d'un mouvement collectif de matière instable dont la longueur d'onde, λ , fixe la taille des fragments (figure 2). Pour un noyau les choses sont beaucoup moins simples et l'on s'attend à un effet très atténué: peu d'événements seront composés de fragments de taille égale.

Pour caractériser la dynamique de la transition il nous faut donc mettre en évidence un excès d'événements dans lesquels les fragments ont tous le même numéro atomique. On utilise pour cela une méthode qui consiste à construire une fonction de corrélation, dans laquelle les événements mesurés qui constituent le numérateur sont comparés à des événements fabriqués à partir des mesures, qui représentent le dénominateur. Comme toujours dans les fonctions de corrélation la difficulté réside dans la construction du dénominateur qui est la quantité référence en absence de corrélations. Les résultats présentés ici ont été obtenus avec un dénominateur qui prend en compte une probabilité intrinsèque d'émission de chaque fragment de charge Z sous la contrainte de la conservation de la charge totale de chaque événement.

Les corrélations créées par le phénomène physique sont absentes dans le lot fabriqué, elles vont donc ressortir lorsque l'on divisera les vrais événements (corrélés) par les fabriqués (décorrélés), donnant ainsi des valeurs positives à la fonction de corrélation. Nous avons d'abord cherché si l'on décelait des corrélations en charge dans un lot d'événements simulés, pour lequel on sait que la décomposition spinodale a eu lieu. Nous avons effectivement observé un surplus d'événements composés de fragments égaux, représentant environ 1% du lot. Nous avons alors fait la même étude dans des lots de collisions centrales entre des ions de xenon, accélérés à 32, 39, 45 et 50A MeV et des ions d'étain. Les

fonctions de corrélation sont tracées en fonction de la valeur moyenne et de la largeur (écart-type) de la distribution de charge des fragments détectés dans chaque événement, $\langle Z \rangle$ et σ_Z . Elles sont montrées sur la figure 3. Ces fonctions montrent un excès pour les

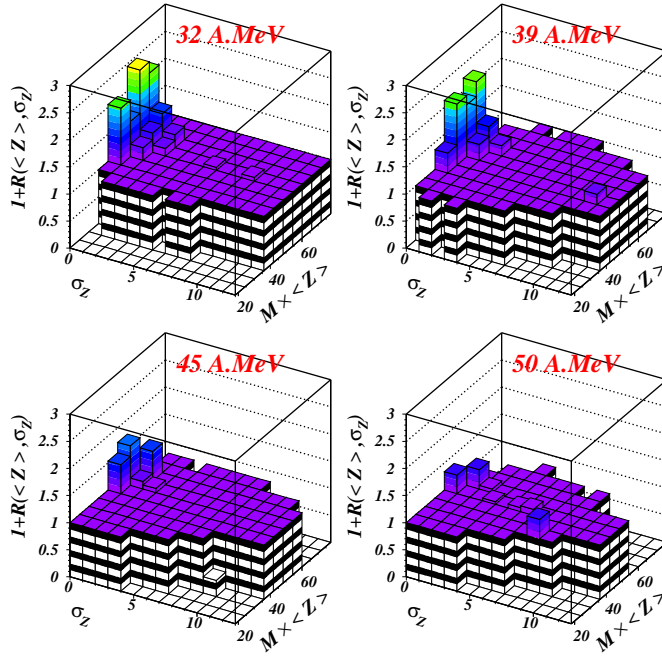


FIG. 3 – Fonctions de corrélation en charge obtenues pour des collisions centrales entre Xe et Sn à quatre énergies incidentes. M est le nombre de fragments, $\langle Z \rangle$ leur charge moyenne, σ_Z la largeur de leur distribution en charge dans chaque événement.

petites valeurs de σ_Z , c'est-à-dire lorsque les fragments sont égaux, à une unité près. Cet excès est maximum à 39A MeV, indiquant que l'on serait pour ces collisions dans le cas le plus favorable pour montrer l'existence de la décomposition spinodale.

La présence de ce signal lié à la dynamique de la transition caractérise la zone de coexistence. Un autre signal relatif à la thermodynamique (conditions statiques) doit lui être associé: la mesure d'une capacité calorifique négative comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.

Nous avons donc cherché à déterminer la capacité calorifique des systèmes mis en jeu dans les mêmes lots d'événements. Bien que, formellement, la capacité calorifique, C , soit la dérivée de la température par rapport à l'énergie, la précision requise sur la mesure de ces deux grandeurs pour observer le changement de signe de C est hors de notre portée actuelle. D'autre part, nous ne connaissons pas nos conditions thermodynamiques, nous ne sommes sûrement pas à volume constant et encore moins à pression constante (voir encadré 3). Nous devons donc avoir recours à une méthode indirecte qui est la mesure des fluctuations d'énergie cinétique des particules et fragments après la collision nucléaire, au moment où ils ne sont plus soumis à l'interaction nucléaire mais seulement à la force coulombienne - c'est-à-dire à un temps infiniment plus court que celui où nous mesurons les énergies cinétiques finales. Cependant moyennant des hypothèses raisonnables, et vérifiables par des simulations, nous savons estimer ainsi les capacités calorifiques qui sont reportées sur la figure 4. Nous mesurons bien une capacité calorifique négative à 32 et 39A MeV, c'est-à-dire aux énergies pour lesquelles nous avons les plus forts excès

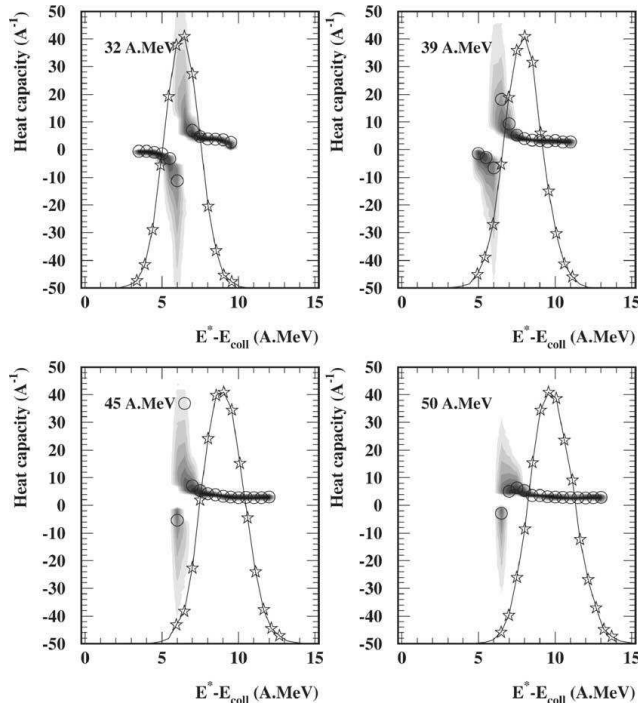


FIG. 4 – *Capacités calorifiques (cercles, les zones grisées indiquent les barres d'erreur) en fonction de l'énergie totale des systèmes composés, pour les mêmes collisions centrales entre Xe et Sn. Les courbes reliant les étoiles représentent la distribution des énergies atteintes lors des collisions.*

d'événements formés de fragments de taille égale : les deux signaux de transition sont donc bien corrélés.

D'autres signaux ont aussi été mis en évidence dans notre collaboration, notamment des lois d'échelle (loi de Fisher, et une loi d'échelle universelle des fluctuations d'un paramètre d'ordre). Les observer dans les noyaux peut sembler paradoxal, puisque les lois d'échelle, sont, à la limite thermodynamique, des signes de criticité (transition au voisinage du point critique et non dans la zone de coexistence, voir fig. 1).

Nous observons là encore une spécificité des petits systèmes : il a été récemment démontré, dans une modélisation de gaz sur réseau, qu'une loi d'échelle de type Fisher décrivait la distribution de taille des fragments à l'intérieur de la zone de coexistence. Or pour les systèmes macroscopiques une loi d'échelle s'observe quand la longueur de corrélation, qui exprime la portée des perturbations, devient infinie, il n'y a donc plus d'échelle privilégiée. Dans le cas de petits systèmes, on comprend qu'il suffit que cette portée soit de l'ordre de la taille du système pour observer le même phénomène.

L'ensemble de ces résultats corrobore de façon convaincante la présence d'une transition liquide-gaz pour les noyaux. Pour être plus quantitatif et effectuer une métrologie du diagramme de phases il nous faut maintenant apporter des améliorations. Elles se situent à deux niveaux. En premier lieu à l'aide d'études détaillées et systématiques il nous faut mieux caractériser les systèmes au moment où cesse l'interaction nucléaire, ce travail est en cours. Ensuite, nous devons encore améliorer notre qualité de détection expérimentale par la mesure de la masse atomique des fragments et la mesure des neutrons.

4 Protons, neutrons et transition

Ces recherches doivent permettre d'établir le diagramme de phases des noyaux et de la matière nucléaire et par conséquent son équation d'état. En fait elles dépassent le cadre nucléaire pour s'inscrire dans une problématique plus large, celle des changements d'états des petits systèmes décrits dans un nouveau cadre théorique. Mais là encore le noyau atomique se distingue par sa spécificité et son originalité, liées à la nature à double composante (protons et neutrons) du fluide nucléaire. Faire varier les nombres de neutrons et protons (le rapport N/Z) c'est le programme à venir, à peine ébauché, qui étudiera l'influence du rapport N/Z (nouveau degré de liberté) sur le diagramme de phases et l'équation d'état. En particulier la dynamique de la transition de phases liquide-gaz doit nous révéler un nouveau phénomène qui permettra de mieux caractériser les phases coexistantes. En effet, si l'on augmente le rapport N/Z jusqu'à des valeurs voisines de 1,5 comme on pourra le faire avec des faisceaux riches en neutrons que fourniront les accélérateurs du futur (SPIRAL2-LINAG et EURISOL), alors les instabilités spinodales doivent voir les fluctuations en densité des fluides de protons et de neutrons s'amplifier en phase (figure 5) avec cependant une amplitude plus grande pour les protons. Les régions de basse

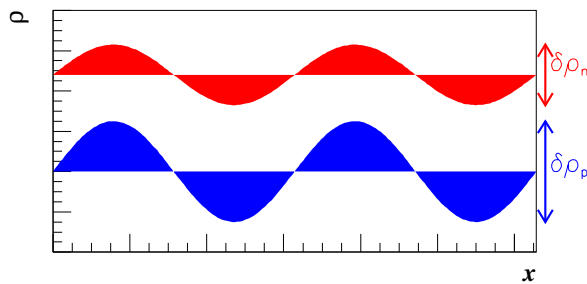


FIG. 5 – *Fluctuations des densités de protons et neutrons dans la zone spinodale. On remarque que $\delta\rho_p/\rho_p > \delta\rho_n/\rho_n$.*

densité qui constituent le gaz vont alors s'enrichir en neutrons provoquant une “distillation neutronique” (gaz fortement enrichi en neutrons par rapport au liquide, les plus gros fragments). La transition liquide-gaz des noyaux n'a livré qu'une partie de ses secrets et de belles moissons scientifiques sont encore devant nous.

Encadré 2 : Les différents ensembles statistiques

Trois ensembles sont généralement utilisés en physique statistique des noyaux.

1) l'ensemble grand-canonique décrit le cas où le système peut échanger des particules et de l'énergie avec un réservoir (thermostat). La température est fixée, alors que l'énergie totale et le nombre de nucléons fluctuent d'un événement à l'autre (mais leurs valeurs moyennes sont contraintes). Cet ensemble constitue une bonne approximation pour calculer des valeurs moyennes sur des lots d'événements, en particulier à très haute énergie d'excitation.

2) l'ensemble canonique diffère du précédent en décrivant un système pour lequel le nombre de particules est fixé, seule l'énergie totale peut fluctuer. Comme le précédent

cet ensemble convient bien pour des analyses en terme de variable intensive comme la température.

3) l'ensemble microcanonique décrit un système isolé dont la masse et l'énergie sont fixées. Il semble donc être le plus pertinent pour décrire un ensemble de collisions nucléaires sur la base d'une étude événement par événement. La température n'est pas un concept naturel dans cet ensemble, on peut cependant définir une température microcanonique par la relation $1/T_\mu = \partial S / \partial E$.

Encadré 1 : Unités d'énergie et de température nucléaire

Les physiciens nucléaires utilisent en général l'énergie cinétique des ions accélérés plutôt que leur vitesse. Cette énergie est en outre divisée par leur nombre de masse, E/A , ce qui permet de manipuler des nombres plus petits. Si l'on se rappelle que $E = mv^2/2$, on voit que E/A est homogène au carré de la vitesse des ions. On peut écrire E/A en MeV/nucléon ou $E \times A$ en MeV.

La température nucléaire est exprimée dans la même unité que l'énergie, le mega-électron-volt, MeV, simplement en la multipliant par la constante de Boltzmann, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/°K ou $8,62 \times 10^{-11}$ MeV/°K. Ainsi quand on chauffe des noyaux à une température de 5 MeV, cela correspond à 60 milliards de nos degrés.

Encadré 4 : Pas de pression constante, pas de volume constant: ça se complique

Un noyau qui multifragmente est un système que l'on qualifie d'ouvert (sans contrainte extérieure, sans pression extérieure) qui change d'état, caractérisé par son volume lorsque cesse l'interaction nucléaire. Sur un lot d'événements semblables on va pouvoir définir un volume moyen comme paramètre d'ordre. Suivant les réactions considérées et leurs évolutions avec l'énergie déposée ces volumes moyens changent. Il faut donc ne plus considérer un seul paramètre mais deux pour fixer l'équation d'état: l'énergie et le volume moyen. Ainsi une courbe calorique unique à pression constante ou volume constant ne peut être obtenue à partir de l'expérience. Contrairement à la courbe calorique les fluctuations d'énergie cinétique utilisées pour calculer la capacité calorifique sont, au premier ordre, indépendantes des conditions thermodynamiques.

Encadré 3 : Transition de phases et petits systèmes

Un premier rappel: l'entropie, comme l'énergie interne d'un système, est une variable extensive (additive) à la limite thermodynamique. Cette variable est liée au désordre du système et permet une autre formulation du second principe de la thermodynamique: l'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter. L'entropie, $S(X)$, d'un système uniforme présente dans la zone instable de transition une forme convexe comme indiqué sur la figure. A la limite thermodynamique la maximisation de l'entropie rétablit l'équilibre

qui en raison de l'additivité conduit le système à se subdiviser en deux sous-systèmes: les deux phases. Les variables extensives, comme E , V et N , associées à chacune des phases prennent les valeurs X_1 et X_2 . C'est la construction de Maxwell (ligne en tirets sur la figure). Pour les petits systèmes l'entropie n'est plus additive car l'interface entre les deux

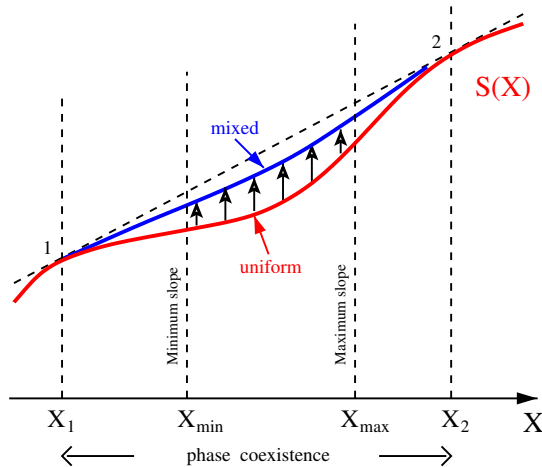


FIG. 6 – Les zones colorées en jaune et orange renvoient aux zones du diagramme de phase de la figure 1

phases qui coexistent n'est pas négligeable. L'entropie augmente pour atteindre l'équilibre mais sa forme reste convexe sous la ligne de la construction de Maxwell. Cette convexité à l'équilibre est responsable en particulier de la capacité calorifique négative.